Versuch des Nachweises der langwelligen Strahlung des Wasserstoffatoms mit Hilfe eines Lecherschen Paralleldraht-Systems

INAUGURAL-DISSERTATION

zur Erlangung der Doktorwürde einer

Hohen Naturwissenschaftlich-Mathematischen Fakultät

der

Albert-Ludwigs-Universität

zu Freiburg im Breisgau

vorgelegt von

ERICH ERNST SCHNEIDER

aus Berlin

1934

Dekan: Prof. Dr. Soergel
Referent: Geh.Rat Prof.Dr.G.Mie

Inhaltsübersicht

		Seite
I.	Einleitung	1
II.	Messmethode	2
III.	Beschreibung der Apparatur	
	a) Erregung der Wellen	2
	b) Lechersystem	4
	c) Entladungsapparatur	5
IV.	Messungen	5
V.	Diskussion der Ergebnisse	8
VI.	Zusammenfassung	11

I. Einleitung

Nach Grotrian[1] lassen die Auswahlregeln im Wasserstoffatom Übergänge zwischen benachbarten Feinstrukturtermen zu. Die sehr kleine Energiedifferenz dieser Terme entspricht einer Strahlung, die in das Gebiet Hertzscher Wellen fällt. Innerhalb der Ausgangs- und Endterme der roten Balmerlinie H_α sind die folgenden Übergänge möglich:

	$2p_{3/2}$ - $2s_{1/2}$	$3p_{3/2}$ - $3s_{1/2}$, $3d_{3/2}$ - $3p_{1/2}$	$3d_{5/2}$ - $3p_{3/2}$
Frequenz	$\Delta\nu_H$	8/27 $\Delta\nu_H$	8/81 $\Delta\nu_H$
Wellenlänge	λ = 2,74	9,25	27,75 cm

Zur Prüfung der Existenz dieser Übergänge wurden in den letzten Jahren auf Anregung von Herrn Dr.Klumb mehrere experimentelle Untersuchungen angestellt:

Reinecke[2] konnte zeigen, dass auch unter den günstigsten Annahmen über die Grösse der vom Wasserstoffatom als langwellige Strahlungen ausgesandten Energie mit den heute zur Verfügung stehenden Empfängern für Ultrakurzwellen ein Nachweis der Strahlung in Emission unmöglich ist.

Weitere Versuche Reineckes einer Beeinflussung des Intensitätsverhältnisses der H_α- Feinstrukturkomponenten durch Einstrahlung von 9,25 und 27,7 cm-Wellen ergaben kein eindeutiges Resultat.

Betz[3] untersuchte die Absorption elektrischer Wellen (λ= 2 - 33 cm) in angeregtem Wasserstoff. Er fand, unabhängig von der Entladungsstromstärke, Absorptionsmaxima bei 3, 9 und 28 cm, die vielleicht den oben angegebenen Übergängen zugeschrieben werden können.

Die grossen experimentellen Schwierigkeiten derartiger Untersuchungen lassen es aber nicht zu, aus den Betzschen Messungen sichere Schlüsse zu ziehen. Es war wünschenswert, das Verhalten des Wasserstoffs im fraglichen Frequenzgebiet noch nach einer anderen

1)W.Grotrian, Graphische Darstellung der Spektren mit 1, 2 und 3 Valenzelektronen. Struktur der Materie Bd.6 I S.37
2)R.Reinecke, Dissertation Berlin 1933 (siehe auch H.Klumb,
3)O.Betz, Ann.d.Phys. 15 321 1932 (Phys.Zs. 33 445 1932

Richtung hin zu untersuchen. Daher wurde es auf Anregung von Herrn Dr.Klumb in der vorliegenden Arbeit unternommen, die Dispersion von Wasserstoff, der in einer Glimmentladung angeregt wurde, in einem Wellenlängengebiet von 22 - 34 cm zu messen.

II. Messmethode

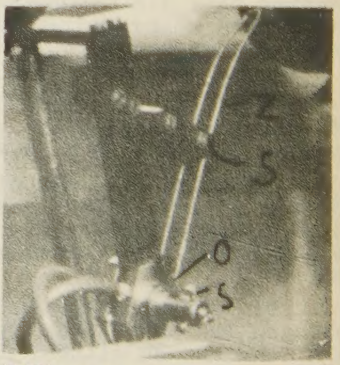
Die Messungen wurden mit einem Lechersystem nach der zweiten Drudeschen Methode[4] ausgeführt: Die zu untersuchende Substanz bildet das Dielektrikum eines kleinen Kondensators, der mit dem Lechersystem verbunden ist. Die Resonnanzlänge des Systems und die Dämpfung der Schwingungen hängen von der Dielektrizitätskonstante (D.K.) und dem Absorptionskoefficienten der Substanz im Kondensator ab. Die Schwingungen wurden mit schwach gedämpften Wellen von einem Löschfunkenoscillator erregt. Für die vorliegenden mehr qualitativen Versuche wurde darauf verzichtet, mit ungedämpften Wellen zu arbeiten.

III. Beschreibung der Apparatur

a) Erregung der Wellen

Der Erreger arbeitete nach dem Wienschen Stossfunkenprinzip[5], das erstmalig von G.Mie[6] zur Erzeugung ultrakurzer elektrischer Wellen angewandt wurde. Nach Vorversuchen mit Oscillatoren nach Weichmann[7] und Pupp[8] wurde nach den Angaben von Herrn Dr.Klumb ein Oscillator mit freiliegender Funkenstrecke gebaut, der für Betrieb in flüssiger Luft bestimmt war[9]. Aus äusseren und technischen Gründen wurden die Versuche mit flüssiger Luft aber bald aufgegeben, und die Funkenstrecke, wie bei den früheren Arbeiten, in Leuchtgas betrieben. Die endgültige Konstruktion, die sich sehr gut bewährte, soll näher beschrieben werden: Abbildung 1 und 2.

Abbildung 1, Oscillator betriebsfähig

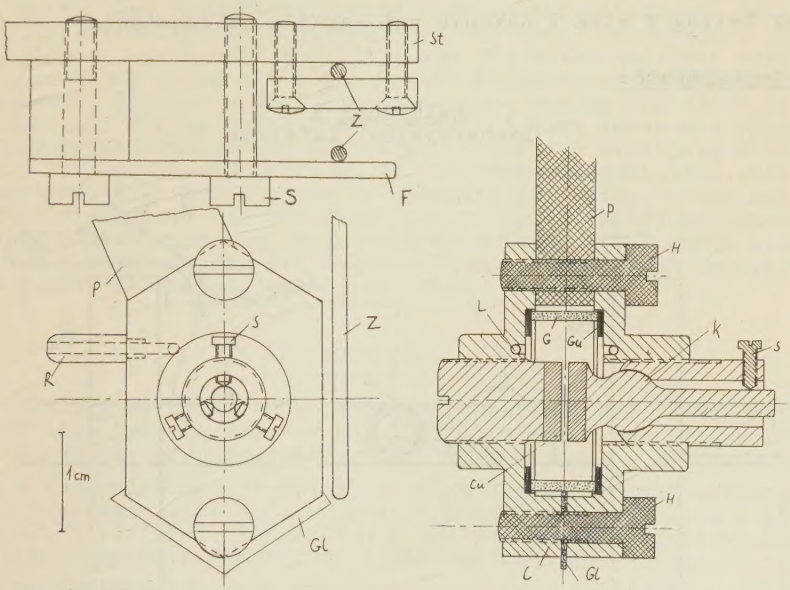


Der "Stosskreis" besteht aus dem Kondensator C mit Glimmerdielektrikum Gl (o,2 cm Dicke) und der Löschfunkenstrecke mit Kupferelektroden Cu. (Abbildung 2 s.S.3.) Der Durchmesser der Funkenflächen (8 mm) ist grösser als bei den früheren Oscillatoren für die gleiche Wellenlänge, um die Löschwirkung zu verbessern und die Abnutzung der Elektroden zu verringen. Die Gaskammer wird von einem Glasring G gebildet, der mit Gummiringen Gu dicht zwischen die durch Hartgummischrauben zusammengehaltenen Oscillatorhälften gepresst war. Die Röhrchen R dienten

4) P.Drude, Ann.d.Phys. 61 466 1897
5) M.Wien,Jahrb.drhtl.Tel.1 469
6) G.Mie, Phys.Zs. 11 1035 1910
7) W.Weichmann Ann. 66 501
8) W.Pupp, Ann. 2 865 1929
9) O.Betz, a.a.O. hatte seine Hertzschen Oscillatoren in flüssiger Luft betrieben und damit sehr günstige Resultate erzielt.

zusammen mit den Löchern L zur Zu- und Ableitung des sorgfältig getrockneten Leuchtgases. Für eine gute Löschwirkung ist eine genaue Parallelstellung der Funkenflächen wesentlich. Eine Elektrode ist deshalb mit einem Kugelgelenk K versehen, das mit 3 Schräubchen s festgestellt werden konnte. Auf diese Weise konnte man die Elektroden bequem so einstellen, dass die ganze Fläche vom Funken bedeckt war. Die günstigste Funkenlänge betrug etwa 0,1 mm.

Abbildung 2
Oscillator und Halterung für den Zwischenkreis



Der Zwischenkreis Z, der vom Stosskreis zu schwach gedämpften Schwingungen angestossen wurde, besteht aus einem in der Mitte gut verlöteten Drahtbügel aus 1,5 mm starkem elastischen Phosphorbroncedraht. Er wurde mit einer kleinen Hartgummiplatte so an den Hartgummistreifen St angeklemmt, dass er in 0,5 - 1 mm Entfernung den Seitenflächen des Oscillators gegenüber stand. Die Länge L des Zwischenkreises bestimmt die vom Erreger ausgestrahlte Wellenlänge, es ist $L \approx \frac{\lambda}{2}$. Durch Wahl verschieden langer Zwischenkreise konnte also die Wellenlänge grob verändert werden. Die Feineinstellung der Wellenlänge erfolgte durch Zusammendrücken des Zwischenkreises in der Mitte. (Erhöhung der Kapazität). Dazu diente ein Fiberstreifen F, der mit der Schraube S gegen den Zwischenkreis gedrückt werden konnte.

Die Spannung für den Oscillator lieferte ein kleiner Transformator, der mit Wechselstrom von 50 Perioden gespeist wurde.

Um eine Erwärmung der Funkenstrecke zu verhindern, konnte der Oscillator nur kurzzeitig eingeschaltet werden. Infolge der Trägheit des Indikators (Vakuumthermoelement) war es nötig, die Einschaltdauer konstant zu halten. Deshalb wurde der Primärstrom des Transformators durch ein Relais eingeschaltet, das über einen Kondensator

von 12 Mf, einen Widerstand von 10 000 Ohm und einen Morsetaster an das Gleichstromnetz (220 Volt) angeschlossen war. In der Ruhestellung des Morsetasters war der Kondensator kurzgeschlossen. Beim Herunterdrücken des Tasters wurde der Kondensator aufgeladen. Der Transformator wurde dann so lange eingeschaltet, wie der Ladestrom grösser als ein bestimmter Grenzstrom i_0 war, der gerade noch ausreicht, den Anker des Relais festzuhalten. Bei Vernachlässigung der Selbstinduktion der Relaisspulen gilt für die Einschaltzeit:

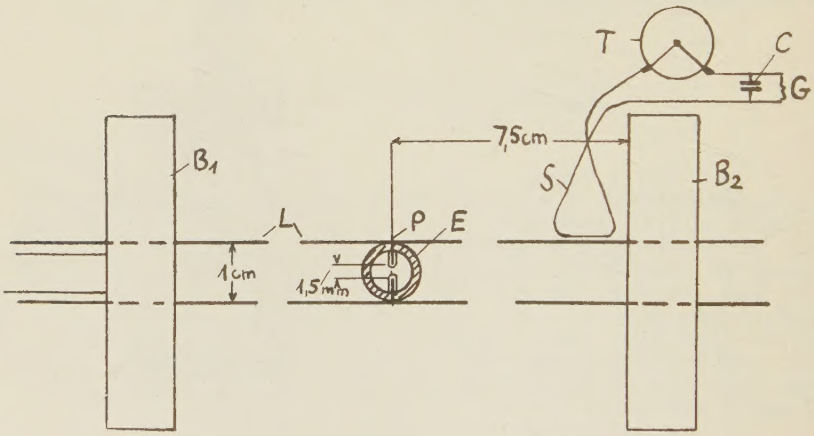
$$T = R \cdot C \cdot \log (V/R \cdot i_0)$$

V angelegte Gleichspannung
R Gesamtwiderstand des Kreises

Hier betrug T etwa 1 Sekunde und war 3 - 5% konstant.

b) Lechersystem

Abbildung 3
Lechersystem Aufsicht



B1 verschiebbare Brücke
B2 feste Brücke
P Platindrähte
C Blockkondensator
L Lecherdrähte
E Entladungsrohr
T Thermoelement
G Galvanometer

Die Lecherdrähte (Phosphorbronce 1,5 mm Durchmesser) waren in einem Abstand von 1 cm zwischen 2 in die Wand eingemauerten Eisenträgern ausgespannt. Die Messingbrücken (6 cm Durchmesser) hatten genau auf die Drähte passende Bohrungen. Eine Brücke befand sich immer an der gleichen Stelle. Die andere war an einem Schlitten befestigt und mit einer Spindel verschiebbar. Die Schlittenstellung konnte auf einem Millimetermassstab mit Nonius abgelesen werden.

Zur Intensitätsmessung der Schwingungen wurde ein Vakuumthermoelement von Siemens durch eine kleine Drahtschleife mit den Lecherdrähten gekoppelt. Die Thermoströme wurden mit einem Drehspulgalvanometer kurzer Schwingungsdauer gemessen.

In 7,5 cm Entfernung von der festen Brücke war das Entladungsrohr zwischen den Lecherdrähten hindurchgeführt. Zwei Platindrähtchen, die aussen auf den Lecherdrähten auflagen, bildeten den Kondensator. Die Drähtchen waren so in das Entladungsrohr eingeschmol-

zen, dass ihre Enden sich in etwa 1,5 mm Abstand gegenüberstanden. Sie waren innen mit einer dünnen Glasschicht umgeben, um Recombination der Atome am Metall zu vermeiden und die Dämpfung durch die leitende Gasstrecke kleiner zu halten.

c) Entladungsapparatur

Das Entladungsrohr hatte eine lichte Weite von 7 mm und eine Wandstärke von 0,7 mm. Als Elektroden dienten 2 4 cm lange Aluminiumzylinder, die in je 10 cm Abstand vom Kondensator im Rohr angebracht waren. Der Wasserstoff wurde elektrolytisch erzeugt und mit einer Stahl-Quecksilberdiffusionspumpe und einer rotierenden Ölpumpe von Siemens durch eine Kapillare und das Entladungsrohr durchgesaugt. Der Druck wurde mit einem Hitzdrahtmanometer bekannter Bauart gemessen. Bei den endgültigen Messungen betrug der Druck im Entladungsrohr 0,2 mm Quecksilber. Die Entladung wurde mit einem 8000-Volt-Transformator und Wechselstrom aus dem Stadtnetz betrieben. Auf der Sekundärseite waren 100 000 Ohm vorgeschaltet. Die Entladungsstromstärke wurde durch Veränderung des Widerstandes auf der Primärseite variiert und mit einem geeichten Vakuumthermoelement und Galvanometer gemessen. Bei strömendem Wasserstoff waren auch bei kleinen Stromstärken die Balmerlinien auf schwachem Untergrund gut in einem Taschenspektroskop sichtbar.

IV. Messungen

Der Oscillator wurde so angebracht, dass sich der obere umgebogene Teil des Zwischenkreises ungefähr 1 cm unter den Lecherdrähten in der Mitte zwischen Kondensator und verschiebbarer Brücke befand.

Durch Verschiebung der Brücke konnten Resonanzkurven aufgenommen werden. Resonanz tritt ein, wenn der Abstand der Brücken $a = n\frac{\lambda}{2} - d$ $(n = 1, 2, 3 \ldots)$ ist. Die Grösse d ist von der Kapazität des Kondensators, also auch von der D.K. der Füllsubstanz abhängig.

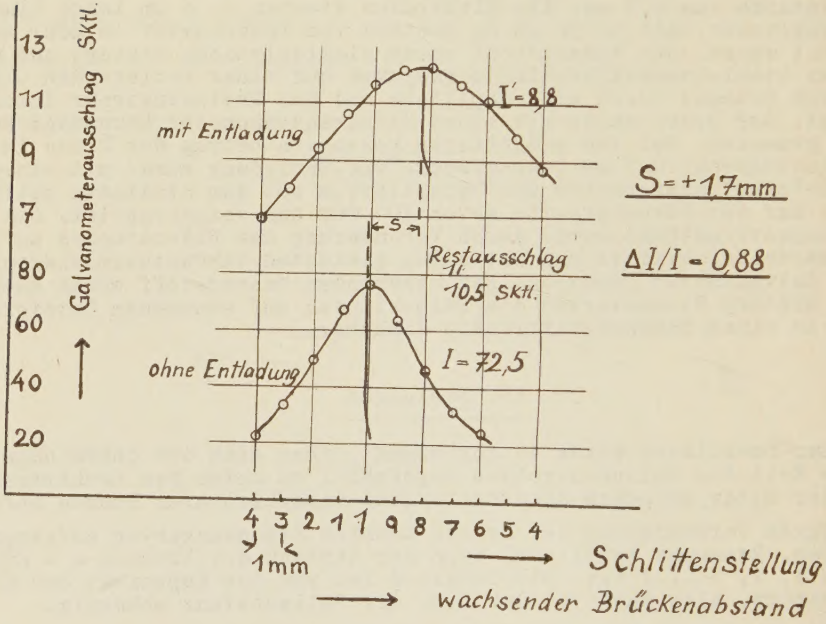
Den freien Elektronen, Ionen und angeregten Atomen ist eine bestimmte D.K. zuzuschreiben, die sich von der D.K. des unangeregten Gases unterscheidet, letztere ist praktisch gleich 1. Bei Einschaltung der Entladung tritt demnach eine Veränderung der Grösse d ein und damit eine Verschiebung der Resonanzeinstellung gegen die Einstellung ohne Entladung um einen Betrag s. Die Grösse s ist ein Mass für die D.K. des angeregten Gases, und zwar entspricht einer Verlängerung des Resonanzabstandes der Brücken, s positiv, eine D.K. des angeregten Gases < 1, einer Verkürzung, s negativ, eine D.K. > 1.

Die Absorption der elektrischen Wellen im angeregten Gas bringt eine Vergrösserung der Dämpfung der Schwingungen bei Einschaltung der Entladung hervor. Das logarithmische Dämpfungsdekrement kann aus der Breite der Resonanzkurven bestimmt werden. Die direkte Einwirkung des Oscillators auf das Thermoelement verursachte aber hier einen beträchtlichen Restausschlag (5 - 7%) und eine Asymmetrie der Resonanzkurven im Fuss, so dass eine genaue Bestimmung der Dämpfung aus der Halbwertsbreite besonders bei den niedrigen Resonanzkurven bei eingeschalteter Entladung nicht möglich war. Deshalb wurde als Mass für die Absorption die relative Abnahme der Resonanzintensität I bei Einschaltung der Entladung bestimmt: $\Delta I/I$.

Es wurden also Resonanzkurven mit und ohne Entladung bei verschiedenen Wellenlängen aufgenommen und daraus s und $\Delta I/I$ als

Funktion von λ bestimmt. Bei den endgültigen Messungen wurde im zweiten Schwingungsabschnitt gearbeitet, das heisst, Resonanzabstand der Brücken a = λ - d. Ein Beispiel einer derartigen Messung zeigt

Abbildung 4
Resonanzkurven



Um Fehler durch zeitliche Schwankungen des Oscillators auszuschalten, wurde jeder Punkt der Resonanzkurven einzeln mit und ohne Entladung aufgenommen. Jeder Punkt ist ein Mittelwert aus 3 Messungen.

Zur Bestimmung der Wellenlänge wurden Resonanzkurven im 2. und 3.Schwingungsabschnitt aufgenommen. Die Wellenlänge ist dann gleich dem doppelten Abstand der Resonanzstellen in den beiden Abschnitten.

Die Ergebnisse der Messreihen mit Wasserstoff zeigen die Abbildungen 5 und 6 (s.S.7). Es wurde bei Entladungsstromstärken von 4 und 7,5 Milliampère gemessen.

Zur Kontrolle wurde eine Messreihe mit Kohlendioxyd aufgenommen: Abbildung 7 (s.S.8). Da hierbei die Entladung bei geringeren Stromstärken sehr unruhig brannte, wurde eine Stromstärke von 11 Milliampère gewählt.

In den Kurven ist als Abscisse die Wellenlänge aufgetragen, als Ordinate unten die Verschiebung der Resonanzstelle bei Einschaltung der Entladung (s positiv: D.K.$\angle$1, s negativ: D.K. >1) oben die relative Intensitätsabnahme bei Einschaltung der Entladung.

Abbildung 5

Messung mit Wasserstoff Entladungsstromstärke 4mA

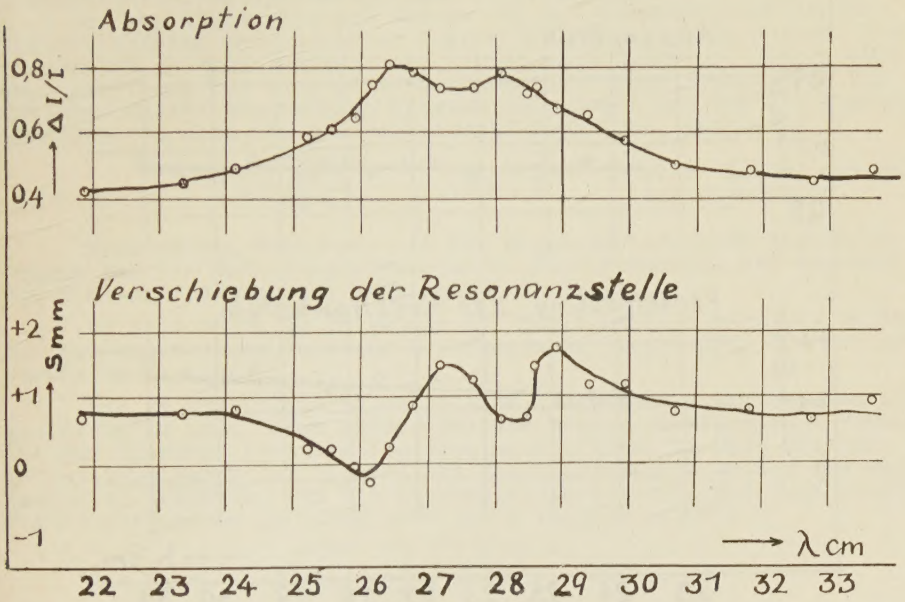


Abbildung 6

Messung mit Wasserstoff Entladungsstromstärke 7,5mA

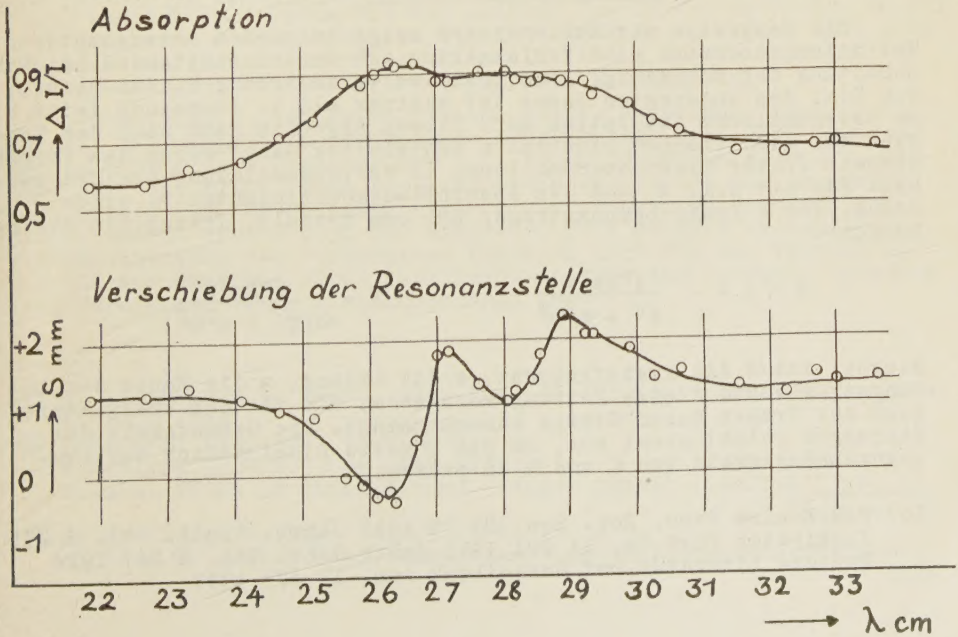
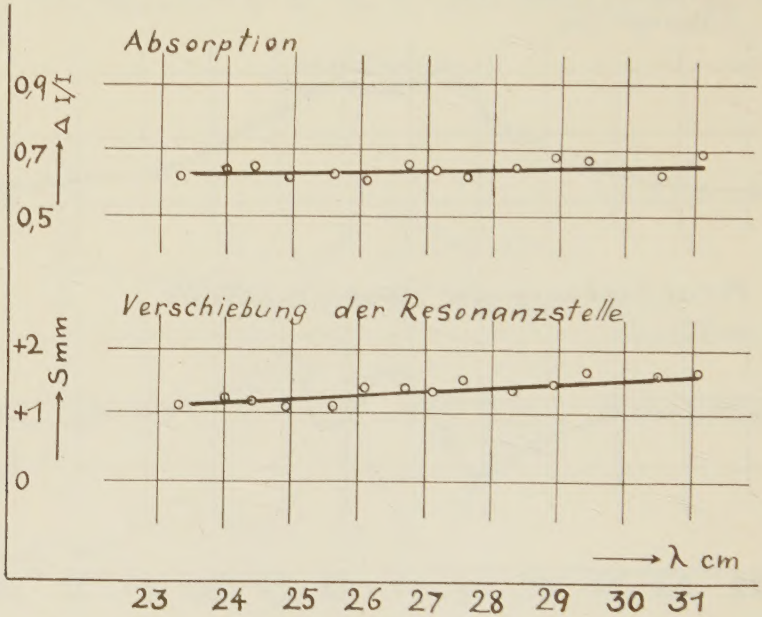


Abbildung 7
Messung mit Kohlendioxyd Entladungsstromstärke 11 mA



V. Diskussion der Ergebnisse

Die Messreihe mit Kohlendioxyd zeigt im ganzen untersuchten Wellenlängenbereich eine Verlängerung des Resonanzabstandes bei Einschaltung der Entladung, eine positive Verschiebung s, das heisst, die D.K. des angeregten Gases ist kleiner als 1. Ausserdem tritt eine beträchtliche Absorption auf. Dieses Ergebnis kann nach den Theorien der elektrischen Dispersion ionisierter Gase[10] durch das Vorhandensein freier Elektronen und Ionen in der Gasentladung erklärt werden: Für die D.K. ε und den Absorptionskoefficienten $\varkappa$ eines Gases, das N freie Ladungsträger pro ccm enthält, gelten die Beziehungen:

$$\varepsilon - 1 = - \frac{4\pi N e^2 m}{f^2 + m^2\omega^2} \qquad \varkappa = \frac{2\pi N e^2 f}{\omega(f^2 + m^2\omega^2)}$$

Hierbei ist ω die Kreisfrequenz, e die Ladung, m die Masse der Ladungsträger und f eine Reibungskonstante, die mit dem Energieverlust der Träger durch Stösse zusammenhängt. Die Genauigkeit der Messungen reicht nicht aus, um die Theorie hinsichtlich der Frequenzabhängigkeit von ε und $\varkappa$ zu prüfen.

10) W.H.Eccles Proc. Roy. Soc. 87 79 1912 Jahrb. drhtl. Tel. 8 253
I.Salpeter Phys.Zs. 14 201 1913 Jahrb.drhtl!Tel. 8 247 1914
Weitere Literatur bei Hasselbeck Ann. 12 477 1932

Beim Wasserstoff überlagern sich dem durch die Anwesenheit von freien Ladungsträgern bedingten Verlauf zwei Streifen anomaler Dispersion und entsprechende Absorptionsmaxima bei $\lambda = 26{,}7$ und 28,3 cm. Aus diesem Verlauf müsste auf das Vorhandensein zweier Eigenfrequenzen im angeregten Wasserstoff geschlossen werden. Eigenfrequenzen in ionisierten Gasen können nach Langmuir[11] durch eine Wechselwirkung von Elektronen mit positiven Ionen entstehen. Die Frequenz dieser sogenannten Plasmaschwingungen ist von der Elektronendichte N, also von der Entladungsstromstärke, abhängig:

$$\nu = \sqrt{\frac{Ne^2}{4\pi m}} = 8980\sqrt{N}$$

e, m Ladung und Masse der Elektronen

Nach meinen Messungen ist der Dispersionsverlauf aber unabhängig von der Entladungsstromstärke. Eine Erklärung der Anomalie durch Plasmaschwingungen kommt nicht in Frage.

Es soll daher im folgenden die Möglichkeit diskutiert werden, die Messungen durch Existenz des Übergangs $3d_{5/2} - 3p_{3/2}$ im Wasserstoffatom zu deuten.

Die zu erwartende Eigenfrequenz scheint in 2 Komponenten aufgespalten zu sein, doch müssen weitere Messungen abgewartet werden, ehe man hierüber genauere Aussagen machen kann. Es wäre denkbar, die Aufspaltung durch den Starkeffekt des elektrischen Feldes der Entladung zu erklären. Für die Starkeffektaufspaltung der Wasserstofffeinstrukturterme in einem Feld von F Volt/cm gilt[12]:

$$E = E_o + m \cdot n \cdot F \sqrt{\frac{n^2 - (j + 1/2)^2}{32180 \cdot j(j+1)}} \quad cm^{-1}$$

n, j, m Haupt-, innere und magnetische Quantenzahl $m = -j, -j+1 \ldots +j$

Der Term $3d_{5/2}$ spaltet nicht auf, weil $n^2 - (j+1/2)^2 = 0$, der Term $3p_{3/2}$ spaltet in 4 Terme mit dem Abstand $5{,}6\ 10^{-5}.F\ cm^{-1}$ auf. Um die hier gemessene Aufspaltung von $2{,}1\ 10^{-3}\ cm^{-1}$ zu erzeugen, wäre also ein Feld von 38 Volt/cm nötig. Ein Feld dieser Grösse wäre mit den vorliegenden Versuchsbedingungen durchaus verträglich.

Die anomale Dispersion ist bei meinen Messungen negativ, das heisst, mit wachsender Wellenlänge tritt zuerst eine Vergrösserung und dann eine Verkleinerung der D.K. gegen den Normalwert ein, während nach der klassischen Dispersionstheorie gerade der umgekehrte Verlauf der D.K. in der Nähe einer Eigenfrequenz zu erwarten ist. Dieser Befund könnte nach der Quantentheorie erklärt werden: Unter Berücksichtigung der erzwungenen Emission gilt für den Verlauf der D.K. in der Umgebung einer Spektrallinie, die dem Übergang zwischen zwei Quantenzuständen k, l zugeordnet ist[13]:

---

11) I. Langmuir u.L. Tonks, Phys.Rev. 33 195 1929 L.Tonks, Phys.Rev. 37 1458 1931

12) Rojansky, Phys.Rev. 33 1 1929
R.Schlapp,Proc.Roy.Soc. 119 313
Artikel Bethe im Handb.d.Phys. Geiger Scheel 2.Aufl.1933 Bd.24 Zf.34 S.417

13) R.Ladenburg, Zs.Phys. 48 15 1928,
siehe z.B. auch M.Born, Elementare Quantenmechanik J.Springer 1930

$$\varepsilon - 1 = \frac{h\lambda_{kl}}{2\pi^2 c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\lambda_{kl}}{\lambda}} \cdot (B_{1k}N_1 - B_{kl}N_k)$$

$$= \frac{h\lambda_{kl}}{2\pi^2 c} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\lambda_{kl}}{\lambda}} \cdot B_{1k}N_1 \cdot (1 - \frac{g_1 N_k}{g_k N_1})$$

$$B_{1k} = \frac{g_k}{g_1} \quad B_{kl} = \frac{g_k}{g_1} A_{kl} \frac{\lambda^3_{kl}}{8\pi h}$$

A_{kl} spontane Übergangswahrscheinlichkeit
B_{kl} Absorptionswahrscheinlichkeit
B_{1k} Wahrscheinlichkeit der erzwungenen Emission
g_k, g_1 statistische Gewichte = 2j + 1 h Plancksche Konstante
N_k, N_1 Besetzungszahlen c Lichtgeschwindigkeit

Negative Dispersion tritt ein, wenn $N_k g_1 > N_1 g_k$. Man müsste also hier eine bevorzugte Anregung des Niveaus $3d_{5/2}$ annehmen. Die Messungen der H_α - Feinstrukturintensitäten zeigen, dass die relativen Besetzungszahlen der einzelnen Niveaus sehr stark von den speziellen Anregungsverhältnissen abhängen: z.B. können die Hansenschen Intensitätswerte durch eine bevorzugte Anregung der p-Niveaus gedeutet werden[14], während man diese Annahme bei den Messungen von Houston[15] nicht machen darf. In unserem Falle wird man also ohne weitere Messungen bei variierten Entladungsbedingungen nichts über die relativen Besetzungszahlen aussagen können. Sicher wird auch hierbei das grosse elektrische Feld der Entladung wesentlich sein, denn die beiden entarteten Niveaus $3d_{3/2}$, $3p_{3/2}$ spalten gemeinsam auf, so dass die Vorzugsstellung des p-Niveaus in Bezug auf Anregung durch Stössel[16] durch die Aufspaltung aufgehoben wird.

Für das Maximum des Absorptionskoefficienten an der Stelle der Eigenfrequenz gilt eine der obigen entsprechende Formel:

$$n\varkappa_{max} = \frac{h}{\pi\delta} B_{1k} N_1 (1 - \frac{g_1 N_k}{g_k N_1})$$

n Brechungsindex δ Dämpfungskonstante = Halbwertsbreite der Absorptionslinie

Im Gegensatz zu Betz müsste also hier die Absorption negativ sein. Mit der vorliegenden Versuchsanordnung lässt sich aber über das Vorzeichen der Absorption keine Entscheidung treffen, denn auch negative Absorption bewirkt eine Vergrösserung der Dämpfung der Schwingungen.

Die vorliegenden Messungen lassen also eine Deutung durch das Vorhandensein des Übergangs $3d_{5/2} - 3p_{3/2}$ im Wasserstoffatom zu.

Zum Schluss sei noch eine Bemerkung über die Grösse der in den obigen Formeln auftretenden Koefficienten A und B für die langwelligen Übergänge angefügt: Für den Übergang $3d_{5/2} - 3p_{3/2}$ ergibt

---

14) Hansen, Ann.Phys. 78 558 1925
Bethe, Handb.Phys. Geiger Scheel Bd.XXIV Zf.44 S.464 2.Aufl.1933
15) Houston, Astrophys.Journ. 64 81 1926
16) Bethe, Handb.Phys. a.a.O.

sich[17]: $A_{kl} = 3{,}8\ 10^{-9}$ sec.$^{-1}$, für die anderen Übergänge ergeben sich ähnliche Werte. Die Übergangswahrscheinlichkeit und damit die emittierte Energie ist also um viele Grössenordnungen kleiner als für gewöhnliche Spektrallinien ($A_{kl} \cong 10^{8}$ sec^{-1}): Eine spontane Emission der langwelligen Strahlung ist nicht zu erwarten. Infolge des Faktors λ^3 sind dagegen die Absorptionswahrscheinlichkeiten von derselben Grössenordnung wie die für gewöhnliche Spektrallinien ($B \cong 10^{20}$ gr^{-1} cm). Für den Übergang $^3p_{3/2} - {}^3d_{5/2}$ ist: $B_{1k} = 7{,}3\ 10^{20}$ gr^{-1}cm. Mit diesem Wert für B wird

$$\varepsilon - 1 = 2{,}2\ 10^{-16}\ N_1 \left(1 - \frac{g_1 N_k}{g_k N_1}\right) \cdot \frac{1}{1 - \frac{\lambda_{kl}}{\lambda}}$$

und

$$n\varkappa_{max} = 7{,}5\ 10^{-14}\ N_1 \left(1 - \frac{g_1 N_k}{g_k N_1}\right)$$

wenn wir nur die Strahlungsdämpfung berücksichtigen:[18]

$$\gamma_s = \frac{1}{4\pi} \sum_{i<k,l} (A_{ki} + A_{li})$$

Es ist[19] $\gamma_s = 2{,}5\ 10^{8}$ sec.$^{-1}$ (dies entspricht einer Halbwertsbreite in Wellenlängen von etwa 0,5 cm). Setzen wir für $n\varkappa_{max}$ den Betzschen experimentellen Wert $n\varkappa_{max} = 2{,}5\ 10^{-2}$ ein, so ergibt sich ein durchaus plausibler Wert für die Besetzungszahl im Betzschen Entladungsrohr:

$$N_1 \left(1 - \frac{g_1 N_k}{g_k N_1}\right)_{Betz} \cong + 3 \cdot 10^{11}\ cm^{-3}$$

VI. Zusammenfassung

Mit einem Lechersystem wird nach der zweiten Drudeschen Methode die Dispersion und Absorption von Wasserstoff, der in einer Glimmentladung angeregt wurde, in einem Wellenlängenbereich von 22 - 34 cm qualitativ untersucht.

Bei zwei verschiedenen Entladungsstromstärken werden in Wasserstoff zwei benachbarte Streifen anomaler Dispersion und entsprechende Absorptionsmaxima bei λ = 26,7 und 28,3 cm gefunden.

In einer Kontrollmessreihe mit Kohlendioxyd ergibt sich eine Dielektrizitätskonstante <1 und eine beträchtliche Absorption, die sich nur schwach mit der Wellenlänge ändern, ein Ergebnis, das mit den Dispersionstheorien für ionisierte Gase vereinbar ist.

Aus diesen Versuchen wird auf das Vorhandensein von zwei Eigenfrequenzen im Wasserstoff in der Nähe von λ = 27,7 cm geschlossen. Wegen der Unabhängigkeit der Anomalie von der Entladungsstromstärke können die Ergebnisse nicht durch Langmuirsche Plasmaschwingungen

17) Handbuchartikel Bethe Zf.41 S.441
18) Weisskopf u.Wigner, Ann.9 23 1931
19) Handbuchartikel Bethe Zf.41

erklärt werden. Wahrscheinlich entsprechen die Eigenfrequenzen dem Übergang $3d\,5/2 - 3p\,3/2$ ($\lambda = 27{,}75$ cm) im Wasserstoffatom. Die Aufspaltung in 2 Frequenzen und der Verlauf der anomalen Dispersion werden diskutiert.

Die vorliegende Arbeit wurde von April 1932 bis August 1933 im physikalischen Institut der Universität Freiburg i.B. ausgeführt. Herrn Privatdozenten Dr.Hans Klumb habe ich für die Anregung zu dieser Arbeit und die Förderung bei deren Durchführung herzlichst zu danken. Herrn Geheimen Regierungsrat Professor Dr.G.Mie möchte ich meinen ergebensten Dank für die Überlassung der Institutsmittel und für zahlreiche wertvolle Ratschläge aussprechen.

Bei den Untersuchungen wurde ein hochempfindliches Galvanometer mit kurzer Schwingungsdauer von Hartmann u.Braun, und eine rotierende Öl-Vakuumpumpe verwandt, für deren Überlassung Herr Dr. Klumb der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und den Siemenswerken zu grösstem Dank verpflichtet ist.

Lebenslauf

Ich, Erich Ernst Schneider, wurde am 1. Juni 1911 als Sohn eines praktischen Arztes zu Berlin-Schöneberg geboren. Ich besuchte die Vorschule und das Real-Reformgymnasium der Hohenzollernschule zu Berlin-Schöneberg und bestand daselbst am 1. März 1929 die Reifeprüfung. Von April bis September 1929 arbeitete ich als Praktikant in der Allgemeinen Elektricitätsgesellschaft (AEG) Berlin. Dann wandte ich mich dem Studium der Physik zu. Ich studierte 3 Semester an der Technischen Hochschule München, 2 Semester an der Universität Berlin und 3 Semester an der Universität Freiburg i. Breisgau. In Freiburg führte ich meine Doktorarbeit im physikalischen Institut von Herrn Geheimrat Prof. Dr. G. Mie unter der Leitung von Herrn Privatdozenten Dr. Hans Klumb aus. Am 27. November 1933 bestand ich an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Freiburg i. Brsg. die Doktorprüfung.

Herstellung: VDI-Verlag G.m.b.H., Berlin NW 7